

## 2. Passage of Radiation Through Matter

第2章では1章で見えたような過程によって生じる物質の効果に

放射線が出くわすときに起こる基礎的な反応について考える。

実験原子核・素粒子物理学者にとって相互作用の知識は最も重要なものである。相互作用の過程というのは現在の検出器の基礎となっていて、検出器の感度や能力を決める。測定においては、粒子のエネルギーを損失させるようにすることで、粒子を本来の軌道からそれらすことで、粒子を観察される前に吸収することなど、この反応は放射線の物理的安定を妨げるもので測定に影響を与える。

したがってこれらの反応や規模を知ることは実験の計画やデータの修正のために必要。これは生物が放射線に接触時に起こる過程でもある。 補正

放射線を理解することは基礎的な構成要素によって、すなわち電子や原子核などの集合体として物質を見ること。放射線の種類、エネルギー、物質の種類に原子や原子核とのまたは個々の構成要素との反応は依存するので、それはどんな経路を辿るかが起こる。例えば、金属に入射する $\alpha$ 粒子は、クローンカによって原子核から弾性散乱したり、原子内電子と電磁気的に衝突したり、他の放射線の種類を作り出すための核反応で吸収されたりする。これは量子力学の法則や基本的な相互作用の相対的な強さによって決定されるある確率で起こる。

荷電粒子や光子によって最もよく見られる過程は電磁相互作用で特に原子内電子との非弾性衝突だ。クローンカの強さや範囲の広さを他の相互作用と比較

して考えることは驚くべきことではない。しかし、中性子について、中性子は(磁場

をモメントを運って)電磁気的または弱い作用の影響を受けるが強い相互作用による過程が優先的に起こる。それぞれの放射線は初放射線がそれと認められる過程

によってその物質の透過性、検出の難易度、生体器官への危険性などが分かる。

主要な電磁気や中性子の過程の裏にある理論はよく発展している。

実験原子核・素粒子物理の多くのテキストで扱われている。したがってこの章ではただ単に関連性のある考えを概説し、そのかわり原子核・素粒子物理に固有な結果を集中し扱う。またここでは原子核・素粒子物理のエネルギー範囲を制限する。すなわち数keVからそれ以上とする。

### 2.1 準備の概念と定義

物質の放射線の議論を展開するために最初に粒子の相互作用を考へるまでの基礎的な概念を復習しよう。

### 2-1-1 断面積

2つの粒子の衝突や相互作用は一般的に断面積によって記述される。

断面積は基本的に反応の確率の程度を与え、粒子間の基本的な相互作用が分かれば計算で図2-1のようにターゲット粒子2に粒子1が入射するビームを考える。

ビームがターゲットより幅がおり、ビーム中の粒子が空間と時間に平均的に分布していると仮定する。

単位時間あたり(単位面積あたり)に入射する粒子の数を  $F$  フลักスと呼び

単位時間あたり立体角  $d\Omega$  で散乱された粒子の数を考える。

衝突パラメータのランダム性の中で、この散乱される粒子の数は測定時間の異なる有限

周期以上に変動する。しかし、多くの有限測定周期を平均化すれば、この数は

$N_s$ : 単位時間あたりに散乱された平均の数として、ある固定した  $\frac{dN_s}{dt}$  に向かっていくだろう。これによって微分断面積は以下のよう定義される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (2.1)$$

ここで  $F$  の次元の中で、 $d\sigma$  が面積の次元を持つことに注意しなければならない。

これはビームを妨げるターゲットの幾何学的断面積としての  $d\sigma$  の発見的解釈法である。

この面積に入射するフラクスの断片は、反応し損えた  $d\sigma$  では相互作用はないが明らかに相互作用する。しかしこれは唯一の視覚的な手助けであって、実はターゲットの物理的次元を実際に測定するとき利用されるべきでない。

一般的に  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  の値は反応のエネルギーや粒子が散乱される角度によって変化する。

全断面積  $\sigma$  は  $F$  の関数で微分断面積を全立体角について積分して得られる。

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.2)$$

この例は簡単に視覚化できたが、これは現実的なケースでない。現実の状況では

ターゲットは多くの散乱中心を含む物質の平板であり、平均でどのくらいの相互作用が起るかが分かっていることが望まれる。ターゲットの中心が平均的に分布し、平板が厚くなく

ためビームによって見られる単位入射放射線に垂直な面積あたりの数を  $N_s \times \delta x$  とする。

( $N$ : ターゲットの数密度)

( $\delta x$ : ビームの入射方向に沿った物質の厚さ)

ビームがターゲットより幅が広く、 $A$  がターゲットの放射線に垂直な面積であれば、相互作用に相当する入射粒子の数は  $FA$  になる。単位時間あたり  $d\Omega$  に散乱される平均数は

$$N_s(\Omega) = FA N \delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.3)$$

全立体角について積分すると

$$N_s / N_{tot} = FA N \delta x \sigma \quad (2.4)$$

が求めらる。もしビームがターゲットを透過すれば、ビームによっておおわれる面にAを等しくすればよいだけである。単位時間あたりに入射する全粒子数FAを定数とみなして(2.4)の両辺をFAで割ると1つの粒子についての厚さ $\delta x$ での散乱確率が得られる。

$$\text{Prob. of interaction in } \delta x = N \sigma \delta x \quad (2.5)$$

## 2.1.2 自由行程距離 $x$ での相互作用可能性

ここでは任意の厚さ $x$ のビーム-一般的な場合を考える。

ここで距離 $x$ で粒子が相互作用を受けない確率を $P(x)$ とすれば生存確率として知られていて、次のように計算される。

$P(x)$ : 距離 $x$ を通過しても相互作用を受けない確率

$w dx$ :  $x \sim x+dx$ の間で相互作用を受けるとして

$x \sim x+dx$ の間で相互作用を受けない確率は

$$P(x+dx) = P(x)(1-w dx)$$

$$P(x) + \frac{dP}{dx} dx = P(x) - P(x) w dx$$

$$dP = -P w dx \quad \frac{dP}{dx} = -wP \quad (2.6)$$

$$P = C \exp(-wx)$$

$C$ は定数で  $P(0) = 1$  より  $C = 1$  となる

距離 $x$ での粒子の生存確率はこのように指数関係で表される。

この式(2.6) 距離 $x$ までに相互作用を受けるとして

$$P_{int}(x) = 1 - \exp(-wx) \quad (2.7)$$

一方で距離 $x$ まで生存し、 $x \sim x+dx$ の間で粒子が衝突する確率は

$$F(x) dx = \exp(-wx) w dx \quad (2.8)$$

衝突することなく粒子が飛ぶ距離 $\lambda$ を計算してみる。

これは平均自由行程として知られていて、

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x F(x) dx}{\int_0^\infty F(x) dx} = \frac{1}{w} \quad (2.9)$$

直観的に入射粒子の密度と断面積に比例して、これは相互作用の確率を規定する。この関係を見つけるために物質の平板を思い出し見る。

微小な厚さ $\delta x$ では相互作用確率は(2.7)を変形して

$$P_{int} = 1 - \left(1 - \frac{\delta x}{\lambda} + \dots\right) = \frac{\delta x}{\lambda} \quad (2.10)$$

これを (2.5) と比較すると

$$\frac{\delta x}{x} = N \sigma \delta x \Leftrightarrow \lambda = \frac{1}{N \sigma} \quad (2.11)$$

これより、また生存確率  $P(x)$  は

$$P(x) = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) = \exp(-N \sigma x) \quad (2.12)$$

よって相互作用確率は

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-N \sigma x) \quad (2.13)$$

$$F(x) dx = \exp(-N \sigma x) N \sigma dx \quad (2.14)$$

と表す。

### 2.3 表面密度単位

アブソルブの厚さを表すのによく使われる単位は表面密度や質量厚さである。これは長さの標準単位での厚さと物質の質量密度をかけた与えられる

$$\text{質量厚さ} \equiv \rho \cdot x \quad \left( \begin{array}{l} \rho: \text{質量密度} \quad \text{単位は } \text{g/cm}^3 \\ x: \text{厚さ} \end{array} \right)$$

物質の放射線の相互作用を論じるにあたって、質量厚さの単位は標準的な長さの単位より便利である。それは相互作用する物体の密度に比例しているからである。このように異なる質量密度の物質を標準化する効果がある。後に分かるが、物質が異なっても質量厚さが等ければ、おおよそ同じ放射線と同じ効果が見られる。

### 2.2 原子衝突による重荷電粒子のエネルギー損失

一般的に2つの主要な特徴が物質を通る荷電粒子の行程を特徴づける。

(1) 粒子によるエネルギー損失 (2) 入射方向からの粒子のずれ

これらの効果は主として2つの過程の結果である

1) 物質の原子内電子との非弾性衝突

2) 原子核からの弾性散乱

これらの反応は物質の単位行程距離あたりの回数で起こり、それは観察され、

(1)(2)の効果を説明する計算的な結果である。しかし、この2つの反応だけが起こるのではなく他の反応もあって、それは

3) チェレンコフ放射

4) 原子核反応

5) 制動放射

しかし、原子衝突過程と比較すると、それは極めてまれであり、よってここでは、チェレンコフ放射ものについて無視できるものである。

次の章により明らかになることがあるが、そのため電子と陽子の間に分けなければならない。

### (1) 電子と陽電子

### (2) 電子より重い重粒子 (ミューオン、パイオン、陽子、 $\alpha$ 粒子、他の軽い原子核など)

(2)には正式にはこれより重い粒子、重イオンなどが含まれるが、この議論では、これらは付加的な効果が現れるので除いておく。

2つの電磁氣的過程のうち、非弾性衝突はほとんど単独で物質の重粒子のエネルギー損失の原因となっている。これらの衝突では( $\sigma \approx 10^{17} \sim 10^{16} \text{cm}^2$ )、エネルギーは粒子がイオン化や励起を引き起こす衝突された原子に移動する。それぞれの衝突で移動したエネルギー量はたいてい粒子の全運動エネルギーから見れば非常に小さい。しかし、

標準的に密集した物質においては、単位行程距離あたりの衝突の数はいくらでも多くなり、物質のエネルギー損失は増加し、それは物質の比較的薄い層でさえ観察される。

例えば、ある10 MeVの陽子がたまたま2.5mmの銅板の中でそのエネルギーのすべてを失っている。これらの原子衝突は習慣的に2つのグループに分けられていて、以下2つ。

(○) 励起だけが生じる、穏やかな衝突 (soft collisions)

(○) イオン化を引き起こすのに十分なエネルギーが移動する、激しい衝突 (hard collision)

いくつかの激しい衝突では、実際に、エネルギーをもらった電子が自身で物質の第2イオン化を引き起こす。これらの高エネルギー反跳電子はときどきδ線とかバックオン電子などと言われている。

原子核からの弾性散乱は電子衝突ほどではないが頻繁に起こる。たいてい非常に小さいエネルギーはこれらの衝突において移動する。それは大部分の物質の原子核の質量は通常 $\alpha$ 射粒子と比較して大きいからだ。これが当てはまらない場合、たとえば水素に $\alpha$ 粒子が入射する場合でも、いくつかのエネルギーはこのように失われる。それでもなお

原子内電子衝突によって大部分のエネルギー損失が起こる。

もちろん、非弾性衝突は自然界では静的であって、ある量子力学的確率で起こっている。

しかし、マクロ的な行程距離あたりの衝突数はかいて多いので、全体的なエネルギー損失におけるばらつきは小さく、単位行程距離あたりの平均エネルギー損失を有効に対象とすることができる。この量は、停止能とか単に $S$ と表され、最初にボアが古典的な議論を扱うことで、後にベータ、プロットなどが量子力学を扱うことで算出された。ボアの算出は教育的にとっても役立つもので、ここではジャクソンによって平易化されたものを提示する。